

## بررسی درهم‌تنیدگی سامانه‌های اتمی در مجاورت مواد جاذب کاملاً همدوس

آذر باقرزاده<sup>۱</sup>، احسان عموقربان<sup>۲</sup>، و غلامحسین حیدری<sup>۲</sup>

۱. دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد، ایران

۲. پژوهشکده فناوری نانو، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد، ایران

پست الکترونیکی: ehsan.amooghorban@sku.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۲/۰۶/۲۵؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۲/۰۸/۰۲)

### چکیده:

اخیراً درحوزه اپتیک کلاسیک، جاذب‌های کاملاً همدوس بسیار مورد توجه محققان قرار گرفته‌اند. چنین جاذب‌هایی به‌عنوان فرایند وارون زمانی لیزرها شناخته شده و جذب کامل نور فرودی را فراهم می‌کنند. با توجه به ویژگی بسیار جالب این مواد، در این مقاله به بررسی اپتیک کوانتومی این مواد پرداخته‌ایم. بدین منظور، دو ساختار جاذب کاملاً همدوس را در نظر گرفته و فرض می‌کنیم که دو اتم دوترازه یکسان که یکی از اتم‌ها در حالت پایه و دیگری در حالت برانگیخته مهیا شده‌اند در دو طرف تیغه‌های جاذب کاملاً همدوس هستند. آهنگ گسیل خودبه‌خودی، جابه‌جایی لمب و واپاشی دسته‌جمعی اتم‌ها را در مجاورت دو تیغه به دست آورده، سپس با استفاده از سنج تلافی، دینامیک درهم‌تنیدگی سامانه اتمی را بررسی می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهند که این پارامترها با افزایش فاصله اتم‌ها از تیغه‌ها رفتار نوسانی میرا نشان می‌دهند. همچنین مشاهده می‌کنیم که این ساختارها در رژیم کوانتومی بر خلاف رژیم کلاسیکی کاملاً جاذب نیستند.

**واژه‌های کلیدی:** جاذب کاملاً همدوس، تانسور گرین، آهنگ واپاشی دسته‌جمعی، درهم‌تنیدگی

### ۱. مقدمه

و تداخل ویرانگر موج عبوری با موج بازتابی پرتو دیگر منجر به جذب کامل می‌شود [۱]. از آنجایی که متامواد، مواد مصنوعی هستند که به شدت با تنظیم پارامترهای هندسی ساختارهای زیرطول‌موجی‌شان کنترل‌پذیر هستند، CPA را می‌توان بر پایه متاماده در طیف وسیعی از بسامدها مهیا کرد. بنابراین، ترکیب همدوسی و متاماده آزادی بیشتری در کنترل جذب نور فراهم می‌کند [۴]. علاوه بر این، با تجزیه و تحلیل عددی و شبیه‌سازی‌های دو بعدی نشان داده شده است که CPAهای صوتی را نیز می‌توان مهیا کرد. در این‌جا، امواج صوتی به جای نور کاملاً جذب می‌شوند [۵]. CPAها همچنین در طرح‌های تصویربرداری حجمی پرکاربرد هستند [۶].

فرایند دستیابی به جذب کامل نور به‌ویژه در مقیاس زیرطول‌موجی در حوزه‌های نانوفوتونیک و فناوری‌های کوانتومی از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است [۱]. اخیراً جاذب‌های کاملاً همدوس (CPA) به عنوان روشی جدید برای کنترل جذب از طریق تابش‌های فرودی کاملاً همدوس پیشنهاد شده است. برای اولین بار CPA به صورت تجربی توسط مشددهای سیلیکونی فراهم و سپس در ساختارهای چند لایه‌ای گرافنی، متاسطح و موجبرها محقق شده‌اند [۲ و ۳]. در جاذب‌های کاملاً همدوس، دو پرتو فرودی در جهات مقابل با دامنه و فازهای یکسان به تیغه تابیده می‌شوند

مطالعه شده است. بدین صورت که دو نور کوانتومی بر مبنای امواج ایستاده کوانتومی از دو طرف به تیغه جاذب تابیده شده و به دو موج ایستاده تبدیل می‌شوند. موج ایستاده کسینوسی به صورت کامل جذب شده و در نهایت ترکیبی از حالت خلأ کوانتومی و موج ایستاده سینوسی، دو موج خروجی را تشکیل می‌دهند [۱۲].

با توجه به مطالعات کم‌تر در حوزه اپتیک کوانتومی مواد جاذب کاملاً همدوس، در این مقاله قصد داریم به بررسی پدیده‌های اپتیک کوانتومی در مجاورت مواد جاذب کاملاً همدوس پردازیم. بدین منظور با محاسبه تانسور گرین سامانه برای ساختارهای CPA تخت، نخست آهنگ گسیل خودبه‌خودی و واپاشی دسته‌جمعی اتم‌های دوترازه را در مجاورت این ساختارها محاسبه می‌کنیم. سپس با استفاده از سنجه تلاقی، به بررسی امکان درهم‌تنیدگی سامانه اتمی از طریق فوتون‌های ناشی از فرایند گسیل خودبه‌خودی با میانجی‌گری مواد جاذب کاملاً همدوس می‌پردازیم.

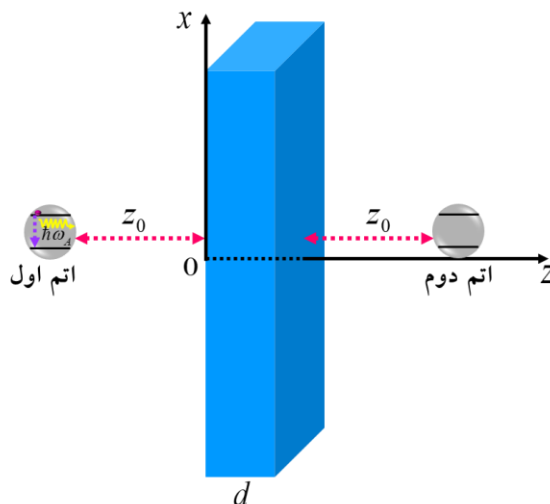
## ۲. معرفی سامانه و روابط پایه

دو اتم دوترازه یکسان با بسامد گذار  $\omega_A$  را که مطابق شکل ۱ در دو طرف تیغه جاذب کاملاً همدوس هستند در نظر می‌گیریم. فرض می‌کنیم فاصله اتم‌ها تا تیغه یکسان و برابر  $z_0$  است و یکی از اتم‌ها در حالت برانگیخته و دیگری در حالت پایه مهیا شده‌اند.

تحول زمانی سامانه اتمی در حضور ساختار مورد مطالعه توسط رابطه فون نیومن بیان می‌شود:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -i \sum_{i=1} \omega_A [S_i^z, \rho] - i \sum_{i \neq j} \Omega_{ij} [S_i^+ S_j^-, \rho] - \frac{1}{\gamma} \sum_{i,j=1} \gamma_{ij} (\rho S_i^+ S_j^- + S_i^+ S_j^- \rho - \gamma S_j^- \rho S_i^+), \quad (1)$$

که در آن،  $S_i^+ = |e_i\rangle\langle g_i|$  و  $S_i^- = |g_i\rangle\langle e_i|$  به ترتیب عملگرهای بالا برنده و پایین آورنده اتم  $i$ ام و  $\Omega_{11}$  و  $\Omega_{22}$  به ترتیب بیان‌کننده آهنگ گسیل خودبه‌خودی و جابه‌جایی لمب اتم‌های اول و دوم هستند. همچنین  $\gamma_{11}$ ،  $\gamma_{22}$ ،  $\gamma_{12}$ ،  $\gamma_{21}$



شکل ۱. نمایی از ساختار مورد مطالعه. در این جا دو اتم دوترازه در فاصله یکسان  $z_0$  از لبه‌های تیغه CPA با ضخامت  $d$  هستند.

از برهم‌کنش خطی نور با نور بر روی یک شکافنده پرتو متشکل از یک متاماده مسطح برای تشخیص الگوی دودویی و تجزیه و تحلیل تصویر استفاده می‌شود. در این جا، با قرارگرفتن متاسطح در پادگره میدان الکتریکی، برهم‌کنش با موج فراهم می‌شود. این درحالی است که اگر متاسطح در گره باشد، از برهم‌کنش نور-ماده جلوگیری شده و متاسطح کاملاً شفاف می‌شود [۷]. به‌علاوه، از مواد جاذب کاملاً همدوس مبتنی بر متاسطح گرافنی برای پیاده‌سازی دروازه‌های منطقی AND، OR و XOR استفاده کرده‌اند [۸].

با پیشرفت سریع فناوری در حوزه اپتیک کوانتومی و کاربردهای آن در ارتباطات و محاسبات کوانتومی، بررسی نحوه عملکرد جاذب‌های کاملاً همدوس در حالت‌های کوانتومی اهمیت بسیاری یافته‌اند [۹]. اخیراً فرایند جذب کاملاً همدوس تک‌فوتون‌های درهم‌تنیده مسیری بررسی شده‌اند. از آنجایی که تک‌فوتون‌ها عملاً ناهمدوس هستند بنابراین با قرار دادن آن‌ها در یک مسیر درهم‌تنیده، فرایند جذب کاملاً همدوس به دلیل تداخل ویرانگر کوانتومی فراهم می‌شود [۱۰]. به صورت تجربی نیز جاذب کاملاً همدوس تک‌فوتونی محقق شده است. در این آزمایش یک تک‌فوتون از طریق شکافنده پرتو بدون اتلاف ۵۰:۵۰ وارد تداخل‌سنج شده و حالت برهم‌نهی همدوس در فیلم متاماده ایجاد می‌شود [۱۱]. جذب کاملاً همدوس در زمینه اپتیک کوانتومی نیز

$C=1$  خواهد بود. با به‌کاربردن رابطه (۱) و استفاده از پایه‌های دسته‌جمعی اتمی  $|g\rangle = |g, g_\gamma\rangle$ ،  $|e\rangle = |e, e_\gamma\rangle$  و

$$|s\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e, g_\gamma\rangle + |g, e_\gamma\rangle)$$

و

$$|a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e, g_\gamma\rangle - |g, e_\gamma\rangle)$$

سامانه به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ee} &= -2\gamma_s \rho_{ee}, \\ \dot{\rho}_{eg} &= -(\gamma_s + 2i\omega_A) \rho_{eg}, \\ \dot{\rho}_{ss} &= -(\gamma_s + \gamma_c)(\rho_{ss} - \rho_{ee}), \\ \dot{\rho}_{aa} &= -(\gamma_s - \gamma_c)(\rho_{aa} - \rho_{ee}), \\ \dot{\rho}_{as} &= -\rho_{as}(\gamma_s - 2i\Omega_c). \end{aligned} \quad (6)$$

در این وضعیت، دو اتم دوترازی را می‌توان به عنوان یک اتم چهارترازی با حالت پایه  $|g\rangle$ ، حالت برانگیخته  $|e\rangle$ ، و حالت‌های میانی متقارن  $|s\rangle$  و پادمقارن  $|a\rangle$  در نظر گرفت. در این روابط،  $\gamma_s + \gamma_c$  آهنگ واپاشی از تراز برانگیخته به تراز متقارن و  $\gamma_s - \gamma_c$  آهنگ واپاشی از تراز برانگیخته به تراز پادمقارن است. پاسخ معادلات (۶) به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned} \rho_{ee}(t) &= \rho_{ee}(0) e^{-2\gamma_s t}, \\ \rho_{eg}(t) &= \rho_{eg}(0) e^{-(\gamma_s + 2i\omega_A)t}, \\ \rho_{as}(t) &= \rho_{as}(0) e^{-(\gamma_s + 2i\Omega_c)t}, \\ \rho_{ss}(t) &= \rho_{ss}(0) e^{-(\gamma_s + \gamma_c)t} \\ &+ \rho_{ee}(0) \frac{\gamma_s + \gamma_c}{\gamma_s - \gamma_c} (e^{-(\gamma_s + \gamma_c)t} - e^{-2\gamma_s t}), \\ \rho_{aa}(t) &= \rho_{aa}(0) e^{-(\gamma_s - \gamma_c)t} \\ &+ \rho_{ee}(0) \frac{\gamma_s - \gamma_c}{\gamma_s + \gamma_c} (e^{-(\gamma_s - \gamma_c)t} - e^{-2\gamma_s t}). \end{aligned} \quad (7)$$

حال اگر  $\rho_{eg}(0) = 0$  باشد، طبق محاسبات مرجع [۱۶] سنجه تلافی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned} C(t) &= \max\{0, \mathcal{C}(t)\}, \\ \mathcal{C}(t) &= -2\sqrt{\rho_{ee}(t)\rho_{gg}(t)} + \\ &\sqrt{[\rho_{ss}(t) - \rho_{aa}(t)]^2 - [\rho_{sa}(t) - \rho_{as}(t)]^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

برای وضعیتی که در ابتدا یک اتم در حالت برانگیخته و اتم دیگر در حالت پایه است، خواهیم داشت:

$\Omega_{11}$  و  $\Omega_{22}$  نیز به ترتیب نشان‌دهنده آهنگ‌های میرایی دسته‌جمعی و برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی اتم‌ها هستند. با به‌کاربردن کوانتس کانونی میدان الکترومغناطیسی در حضور محیط‌های مادی [۱۴ و ۱۳]، این پارامترها به صورت زیر داده می‌شوند:

$$\gamma_{ij} = 6\pi\gamma \frac{c}{\omega_A} \text{Im} \left[ \hat{\mathbf{p}}_i \cdot \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega_A) \cdot \hat{\mathbf{p}}_j \right], \quad (2)$$

$$\Omega_{ij} = -3\pi\gamma \frac{c}{\omega_A} \text{Re} \left[ \hat{\mathbf{p}}_i \cdot \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega_A) \cdot \hat{\mathbf{p}}_j \right],$$

که در آن  $i, j = 1, 2$  و بردار  $\hat{\mathbf{p}}_i$  یک متناظر با گشتاور

$$\gamma = \frac{|p|^2 \omega_A^2}{3c^2 \hbar \pi \epsilon_0} \frac{1}{\pi \epsilon_0}$$

دوقطبی اتم نام، و همچنین

خودبه‌خودی اتم‌ها در خلأ است. با توجه به ویژگی خطی جاذب‌های کاملاً همدوس، تانسور گرین سامانه را می‌توان به صورت حاصل جمع دو بخش

$$\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega_A) = \bar{\mathbf{G}}^{(s)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega_A) \delta_j^i + \bar{\mathbf{G}}^{(s)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j, \omega_A)$$

نوشت که بخش اول مربوط به بخش حجمی ناشی از ارتباط مستقیم اتم‌ها در خلأ و بخش دیگر مربوط به پراکندگی امواج گسیلی از اتم‌ها از ساختار مورد مطالعه است. با توجه به تقارن ساختار مورد مطالعه، داریم:

$$\begin{aligned} \gamma_{12} = \gamma_{21} = \gamma_c, & \quad \gamma_{11} = \gamma_{22} = \gamma_s, \\ \Omega_{12} = \Omega_{21} = \Omega_c, & \quad \Omega_{11} = \Omega_{22} = \Omega_s, \end{aligned} \quad (3)$$

که زیرنویس‌های  $s$  و  $c$  بیانگر حالت تک‌اتم و حالت دسته‌جمعی هستند [۱۵].

در ادامه به محاسبه درهم‌تنیدگی سامانه دو اتمی دوترازه با استفاده از سنجه تلافی می‌پردازیم. تلافی سنجه مناسبی برای مطالعه سامانه‌های مخلوط آماری با ابعاد فضای هیلبرت  $2 \times 2$  است که به صورت زیر بیان می‌شود [۱۶]:

$$C = \max\left(0, \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}\right), \quad (4)$$

که  $\{\lambda_i\}$ ها ویژه مقادیر ماتریس  $R = \rho \tilde{\rho}$  هستند که ماتریس چگالی سامانه است و  $\tilde{\rho}$  با استفاده از مؤلفه لام ماتریس پائولی ( $\sigma_y$ ) عبارت است از:

$$\tilde{\rho} = \sigma_{y1} \otimes \sigma_{y2} \rho^* \sigma_{y1} \otimes \sigma_{y2}. \quad (5)$$

تلافی مقادیری بین صفر و یک دارد که برای اتم‌های غیردرهم‌تنیده  $C=0$  و برای اتم‌هایی با حداکثر درهم‌تنیدگی

و  $R_p$  و  $R_s$  ضرایب بازتاب از تیغه CPA برای قطبش‌های  $s$  و  $p$  هستند که جزئیات آن‌ها را در پیوست آورده‌ایم.

### ۳.۲. آهنگ‌های واپاشی دسته‌جمعی

اکنون دو نمونه ساختار CPA معرفی شده در مراجع [۱۷] و [۱۸] را که پدیده جذاب کاملاً همدوس را در بسامدهای گیگاهرتز و تراهرتز محقق می‌کنند، در نظر می‌گیریم. نمونه نخست که ویژگی CPA را در زوایای فرودی گسترده‌ای فراهم می‌کند، گذردهی الکتریکی  $\epsilon = 4/3 + 0.025i$  در بسامد  $\omega = 32\pi \times 10^8 \text{ rad s}^{-1}$  دارد و ضخامت تیغه را  $\omega/c$   $d = 11/52 \times 10^{-3}$  انتخاب می‌کنیم [۱۷]. نمونه دوم که بر پایه لایه‌های نازک از تیغه سیلیسیومی آلاینده ساخته شده است، گذردهی الکتریکی آن توسط مدل درود-لورنتس

$$\epsilon = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)}$$

ثابت دی‌الکتریک ایستا،  $\Gamma = 1/\tau$  ضریب میرایی و  $\omega_p$  بسامد پلاسما است و مقادیر آنها به ترتیب برابر:  $\epsilon_\infty = 11/7$ ،  $\Gamma = 16/5 \times 10^{11} \text{ Hz}$  و  $\omega_p = 15/6 \times 10^{11} \text{ Hz}$  هستند. در نظر گرفتن طول موج  $\lambda = 600 \mu\text{m}$  گذردهی الکتریکی تیغه برابر  $\epsilon = 10/82 + 4/59i$  خواهد بود و تیغه در ضخامت  $d = 150 \text{ nm}$  پدیده CPA را فراهم می‌کند [۱۸]. جایگذاری روابط (۱۲) و (۱۳) در رابطه‌های (۲) و استفاده از پارامترهای مادی بالا، نمودارهای  $\Omega_s/\gamma$ ،  $\gamma_s/\gamma$ ،  $\Omega_c/\gamma$  و  $\gamma_c/\gamma$  برحسب فاصله اتم‌ها از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $z$ ها است، در شکل ۲ رسم شده‌اند. در اینجا،  $\gamma$  آهنگ گسیل خودبه‌خودی اتم‌ها در خلأ است.

به طور مشابه، در شکل ۳ نمودارهای  $\Omega_s/\gamma$ ،  $\gamma_s/\gamma$ ،  $\Omega_c/\gamma$  و  $\gamma_c/\gamma$  برحسب فاصله اتم‌ها از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $x$ ها است، رسم شده‌اند.

نمودارهای شکل‌های ۲ و ۳ نشان می‌دهند که کلیه پارامترها در دو وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها عمود و مماس بر سطح دو ساختار CPA هستند روند تغییرات نسبتاً یکسانی را دنبال می‌کنند.

$$\rho_{ss}(\circ) = \rho_{aa}(\circ) = \rho_{as}(\circ) = \rho_{sa}(\circ) = \frac{1}{2}, \quad (10)$$

$$\rho_{ee}(\circ) = 0.$$

با جایگذاری روابط (۷) در رابطه (۹) و استفاده از رابطه (۱۰)، سنجه تلافی به صورت زیر ساده می‌شود:

$$C(t) = e^{-\gamma_s t} \sqrt{\sinh^2(\gamma_c t) + \sin^2(\gamma \Omega_c t)}. \quad (11)$$

### ۳.۳. دینامیک سامانه اتمی در مجاورت تیغه‌های CPA

#### ۳.۳.۱. تانسور گرین سامانه

در ادامه دو وضعیت خاص را در نظر می‌گیریم که گشتاور دوقطبی اتم‌ها عمود یا مماس بر سطح ساختار CPA هستند. به عبارت دیگر، گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محورهای  $x$  یا  $z$  هستند. با انجام محاسباتی که جزئیات آن‌ها در پیوست بیان شده است، مؤلفه‌های  $\bar{\bar{G}}_{xx}$  و  $\bar{\bar{G}}_{zz}$  تانسور گرین سامانه برای وضعیتی که بردارهای مکان نقاط چشمه و میدان در مکان‌های مختلف  $\mathbf{r}_r$  و  $\mathbf{r}_s$  هستند، به شکل زیر نوشته می‌شوند:

$$\bar{\bar{G}}_{zz}(\mathbf{r}_r, \mathbf{r}_s) = \frac{i}{4\pi} \int d\kappa T_p \frac{\kappa^\gamma e^{ik_{z,vac}(d+|z_r|)}}{k_{z,vac} k_s^\gamma}, \quad (12)$$

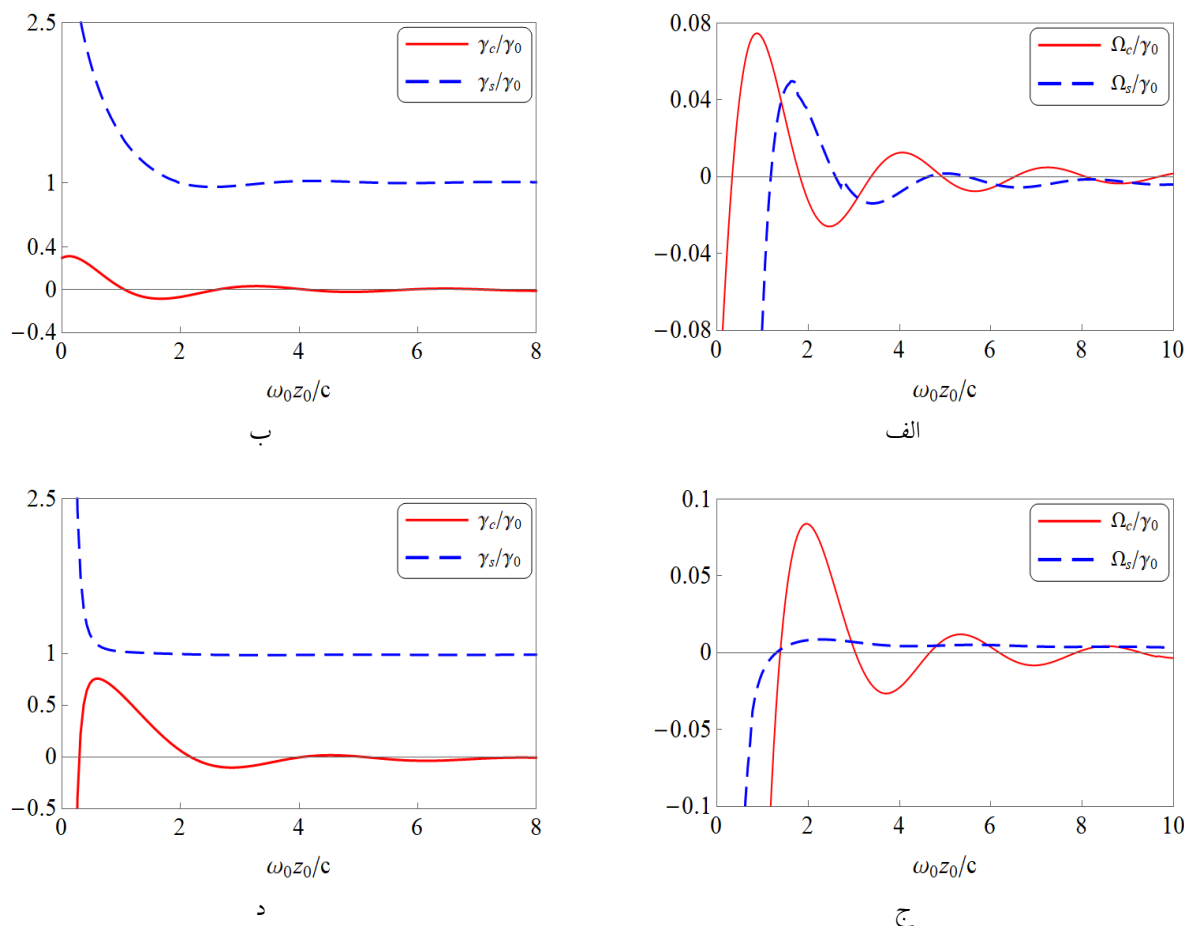
$$\bar{\bar{G}}_{zz}(\mathbf{r}_r, \mathbf{r}_s) = \frac{i}{4\pi} \int d\kappa \frac{\kappa^\gamma}{k_{z,vac} k_s^\gamma} \left(1 + R_p e^{i\kappa_{z,vac}|z_r|}\right), \quad (13)$$

$$\bar{\bar{G}}_{xx}(\mathbf{r}_r, \mathbf{r}_s) = \frac{i}{8\pi} \int d\kappa \frac{\kappa e^{ik_{z,vac}(d+|z_r|)}}{k_{z,vac}} \quad (14)$$

$$\times \left( T_s + T_p \frac{k_{z,vac}^\gamma}{k_s^\gamma} \right),$$

$$\bar{\bar{G}}_{xx}(\mathbf{r}_r, \mathbf{r}_s) = \frac{i}{8\pi} \int d\kappa \frac{\kappa}{k_{z,vac}} \left[ \frac{k_s^\gamma + k_{z,vac}^\gamma}{k_s^\gamma} + e^{i\kappa_{z,vac}|z_r|} \left( R_s - R_p \frac{k_{z,vac}^\gamma}{k_s^\gamma} \right) \right]. \quad (15)$$

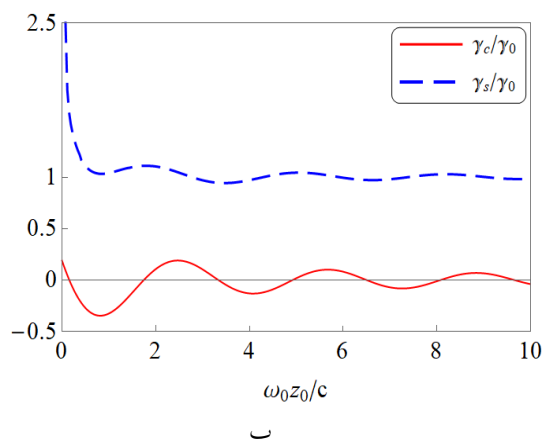
در این جا،  $\mathbf{r}_r$  اشاره به بردار مکان اتم اول (دوم) در سمت چپ (راست) تیغه دارد (به شکل ۱ رجوع شود). به علاوه،  $\kappa$  مؤلفه مماسی بردار موج،  $k_{z,vac}$  مؤلفه  $z$ ام بردار موج در خلأ است که به صورت  $k_{z,vac} = \sqrt{k_s^\gamma - \kappa^\gamma}$  تعریف می‌شود و  $k_s = \omega/c$  است. همچنین  $T_p$  و  $T_s$  ضرایب عبور



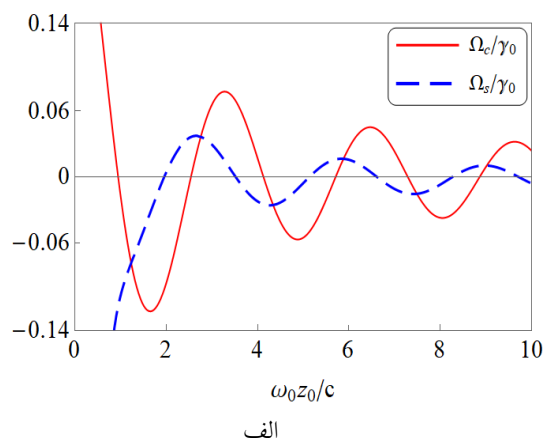
شکل ۲. نمودارهای  $\gamma_c/\gamma_0$ ،  $\gamma_s/\gamma_0$ ،  $\Omega_c/\gamma_0$  و  $\Omega_s/\gamma_0$  در مجاورت تیغه CPA برحسب فاصله بدون بعد آنها  $\omega_0 z_0/c$  از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی آنها در راستای محور  $z$  است. در اینجا نمودارهای بالایی (پایینی) مربوط به ساختار اول (دوم) هستند.

سمت صفر میل می‌کند. همچنین آهنگ میرایی دسته‌جمعی  $\gamma_c$  که به نحوی نشان‌دهنده برهم‌کنش یک اتم با اتم دیگر از طریق فوتون گسیلی با میانجی‌گری ساختارهای CPA هستند، با کاهش چگالی موضعی حالت‌های الکترومغناطیسی در فواصل دور، کاهش یافته و در نهایت در فواصل خیلی زیاد به سمت صفر میل می‌کند. از طرف دیگر، در نواحی نزدیک به تیغه به خاطر افزایش چگالی موضعی حالت‌های الکترومغناطیسی پارامترهای آهنگ گسیل خودبه‌خودی، آهنگ میرایی دسته‌جمعی و جابه‌جایی لمب به شدت افزایش می‌یابند. این پارامترها در فواصل بسیار نزدیک به تیغه‌ها به دلیل شکست نظریهٔ ماکروسکوپی اپتیک کوانتومی واگرا می‌شوند. البته با اعمال پاشندگی فضایی (وابستگی به بردار موج) در توابع گذردهی الکتریکی می‌توان به پاسخ‌های متناهی رسید که خارج از حوزهٔ این مقاله است.

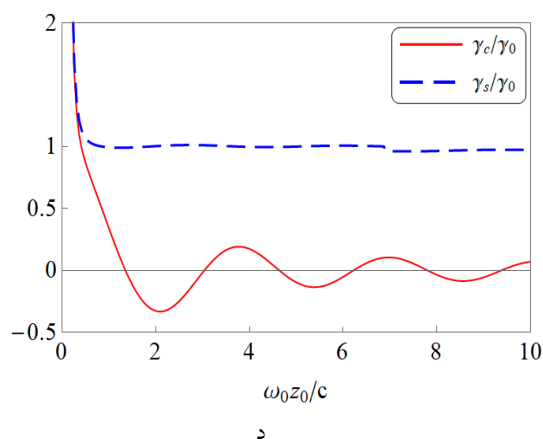
با افزایش فاصلهٔ اتم‌ها از ساختارها، این پارامترها رفتار نوسانی میرایی را دنبال می‌کنند که دامنهٔ تغییرات برای گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $z$ ها بزرگ‌تر از راستای محور  $y$ هاست. این رفتار را می‌توان به ضرایب عبور متفاوت این ساختارها در قطبش‌های  $s$  و  $p$  نسبت داد. در نهایت در فواصل خیلی زیاد به دلیل کاهش اثرات پراکندگی ساختارها، این پارامترها به شدت کاهش می‌یابند به طوری که آهنگ گسیل خودبه‌خودی به درستی به سمت آهنگ واپاشی در خلأ و سایر پارامترها به سمت صفر میل می‌کنند. در این جا دقت می‌کنیم که سهم خلأ مربوط به جابه‌جایی لمب به خاطر واگرایی بخش حقیقی تانسورگرین در مکان اتم‌ها به روش‌های بازهنجارش نیاز دارد. از این رو، از ابتدا سهم این جابه‌جایی در بسامد گذار اتم قرار داده شده است. بنابراین جابه‌جایی لمب نشان داده شده در این جا فقط دربرگیرندهٔ اثرات پراکندگی ناشی از تیغه است و در فواصل دور از آن به



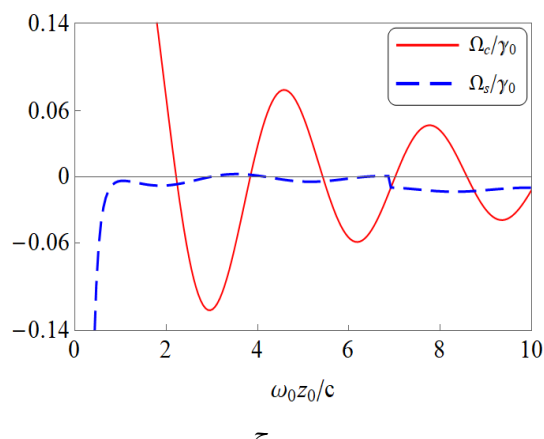
ب



الف



د



ج

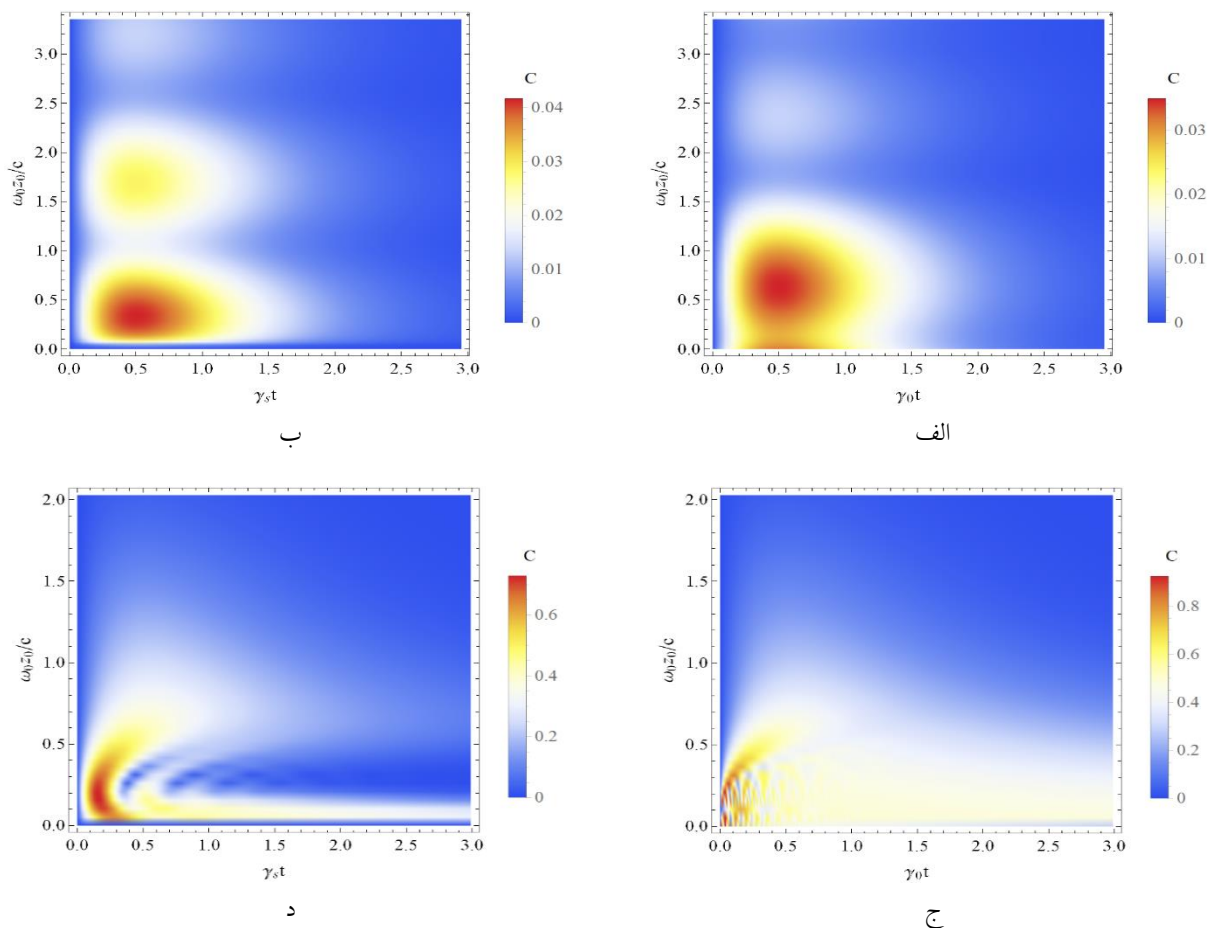
شکل ۳. نمودارهای  $\gamma_c/\gamma_0$ ،  $\gamma_s/\gamma_0$ ،  $\Omega_c/\gamma_0$  و  $\Omega_s/\gamma_0$  در مجاورت تیغه CPA بر حسب فاصله بدون بعد  $\omega_0 z_0/c$  از دو ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی آنها در راستای محور  $x$  است. در این جا نمودارهای بالایی (پایینی) مربوط به ساختار اول (دوم) هستند.

دوقطبی آنها از راستای محور  $z$ ها به محور  $x$ ها، تلاقی در ساختار دوم تغییر ناچیزی می کند ولی در ساختار اول بیشینه تلاقی از مقدار  $0/04$  به  $0/125$  افزایش می یابد (به شکل های ۴. ب و ۵. ب رجوع شود). از طرف دیگر، در ساختار دوم برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی در راستای محور  $z$ هاست، تلاقی در بازه های زمانی کوچک در برخی فواصل نزدیک به ساختار به سمت صفر میل می کند درحالی که چنین اتفاقی در راستای محور  $x$ ها رخ نمی دهد و سامانه اتمی در تمام فواصل نزدیک به تیغه درهم تنیده است (به شکل های ۴. د و ۵. د رجوع شود). همچنین مشاهده می شود که تغییر ساختار CPA بیشترین تأثیر را بر روی میزان درهم تنیدگی سامانه اتمی دارد. مقایسه نمودارهای بخش های (الف) و (ب) در شکل های ۴ و ۵ نشان می دهند که برخلاف انتظارمان حضور و عدم حضور ساختار اول به جزء تغییر اندک بر روی تلاقی، عملاً میزان درهم تنیدگی کاهش نیافته است؛

### ۳.۳. دینامیک درهم تنیدگی سامانه اتمی

در این بخش به بررسی درهم تنیدگی سامانه دواتمی دوترازه در حضور ساختارهای جاذب کاملاً همدوس می پردازیم. این بررسی امکان تجزیه و تحلیل ساختارهای CPA را در حوزه اپتیک کوانتومی فراهم می کند. با جایگذاری روابط (۲) در رابطه (۱۱) و همچنین استفاده از تانسورهای گرین سامانه برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی آنها در راستای  $z$  و  $x$  هستند، سنجه تلاقی در مجاورت دو ساختار CPA به دست می آید. با به کار بردن پارامترهای مادی بخش قبلی، دینامیک تغییرات تلاقی به ترتیب برای دو نمونه ساختار CPA در شکل ۴ و ۵ رسم شده اند.

از مقایسه شکل های ۴ و ۵ درمی یابیم که اثر راستای گشتاور دوقطبی آنها بر سنجه تلاقی در ساختار اول بسیار محسوس تر از ساختار دوم است؛ زیرا با تغییر راستای گشتاور

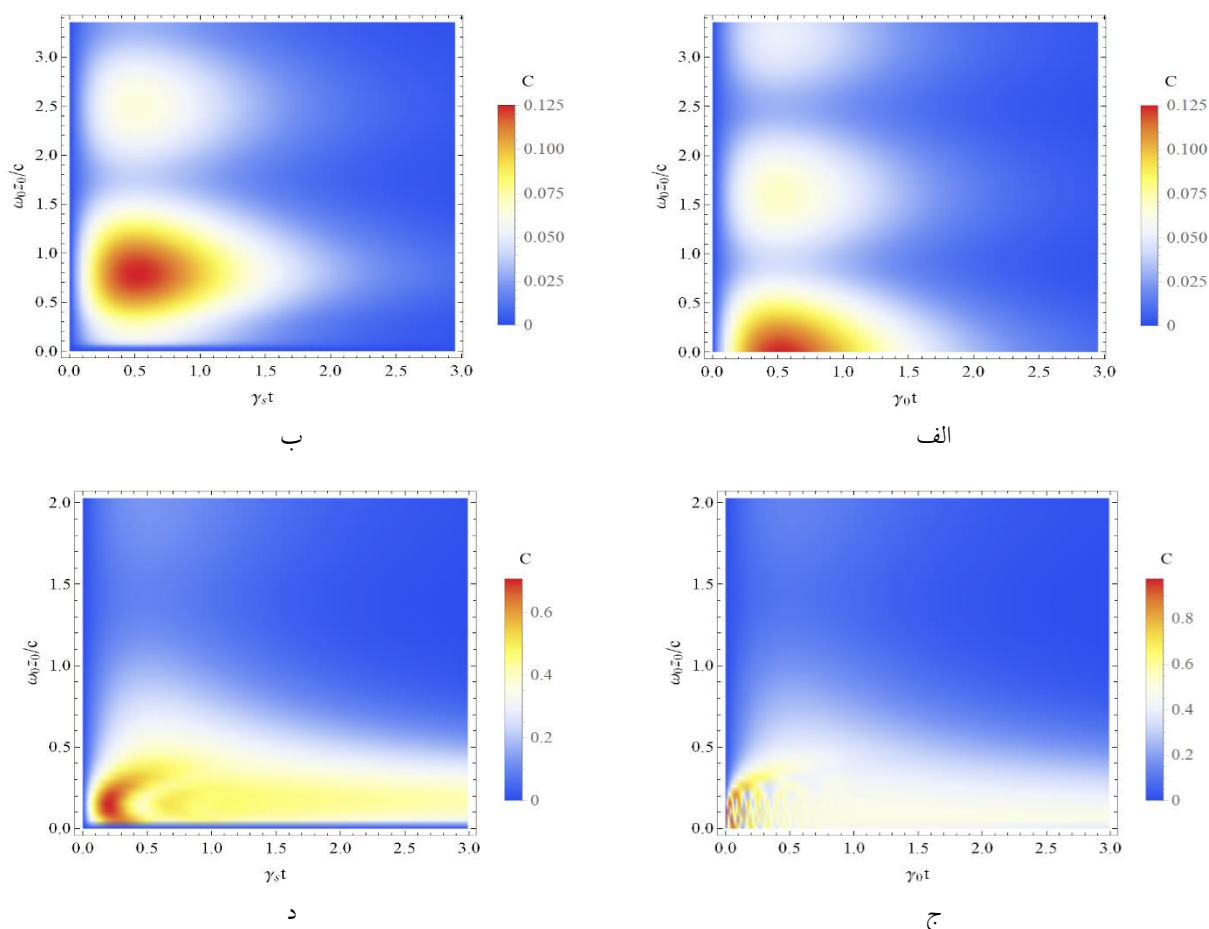


شکل ۴. نمودارهای سنجۀ تلاقی  $C(t)$  در عدم حضور (نمودارهای سمت چپ) و حضور (نمودارهای سمت راست) ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $z$ ها است. در این‌جا نمودارهای بالایی (پایینی) مربوط به ساختار اول (دوم) هستند.

از نظریه محیط‌های غیرموضعی (پاشندگی فضایی) استفاده کرد. مقایسه کلیه نمودارهای بالا نشان می‌دهد که سامانه اتمی در حضور (عدم حضور) ساختار اول در فواصل کم‌تر از  $\omega_0 \bar{z}_0 / c = 3/5$  و  $\omega_0 \bar{z}_0 / c = 2/5$  و زمان‌های  $\gamma_s t = 2$  در حالی است که سامانه اتمی در هر دو وضعیت حضور و عدم حضور ساختار دوم در فواصل کم‌تر از  $\omega_0 \bar{z}_0 / c = 1$  و بازه‌های زمانی بسیار طولانی‌تر درهم‌تنیده است. بنابراین سامانه اتمی در حضور ساختار دوم نسبت به ساختار اول در زمان‌های طولانی‌تری هم‌بستگی‌های کوانتومی‌شان را حفظ می‌کنند. در نهایت با گذشت زمان‌های طولانی و همچنین در فواصل دور از ساختارهای CPA، درهم‌تنیدگی به سمت صفر میل می‌کند.

زیرا در سامانه مورد مطالعه امکان درهم‌تنیدگی اتم‌ها از طریق فوتون‌های ناشی از گسیل خودبه‌خودی وجود دارد. این درحالی است که انتظار داشتیم که به خاطر حضور ساختار CPA این فوتون‌ها جذب شوند و درهم‌تنیدگی به شدت کاهش یابد. در ساختار دوم این کاهش را مشاهده می‌کنیم، به طوری که بیشینه مقدار تلاقی از مقدار  $0/9$  به  $0/65$  کاهش یافته است (بخش‌های (ج) و (د) در شکل‌های ۴ و ۵). به علاوه، در شکل‌های ۴ و ۵ در بخش‌های (ب) و (د) مشاهده می‌کنیم که در حضور هر دو ساختار و برای هر دو راستای گشتاور دوقطبی که اتم‌ها در فواصل بسیار نزدیک به تیغه‌ها هستند هیچ درهم‌تنیدگی مشاهده نمی‌شود [نوار آبی رنگ افقی بسیار نازک در نزدیکی فاصله صفر].

این نتیجه ناشی از واگرایی پارامترهای واپاشی است که در بخش قبلی به آن اشاره شد و در این نواحی بسیار نزدیک باید



شکل ۵. نمودارهای سنجه تلاقی  $C(t)$  در عدم حضور (نمودارهای سمت چپ) و حضور (نمودارهای سمت راست) ساختار CPA برای وضعیتی که گشتاور دوقطبی اتم‌ها در راستای محور Xها است. در این جا نمودارهای بالایی (پایینی) مربوط به ساختار اول (دوم) هستند.

#### ۴. نتیجه گیری

شدت به نوع ساختار CPA بستگی دارد و این ساختارها در رژیم کوانتومی به خاطر حضور نوفه‌های کوانتومی در محیط‌های جاذب به عنوان جاذب کاملاً همدوس رفتار نخواهند کرد و بر خلاف رژیم کلاسیکی، کاملاً جاذب نیستند.

#### ۵. پیوست

تانسور گرین الکترومغناطیسی برای ساختار تخت برای وضعیتی که نقطه میدان در مکان اتم اول  $\mathbf{r}_1 = (0, 0, z_1)$  با  $z_1 < 0$  و نقطه چشمه در مکان اتم دوم  $\mathbf{r}_2 = (0, 0, z_2 = d + |z_1|)$  است، به صورت زیر نشان داده می‌شود:

در این مقاله، به بررسی ویژگی‌های اپتیک کوانتومی مواد جاذب کاملاً همدوس پرداخته شد. بدین منظور دو اتم یکسان را به طوری که یکی از اتم‌ها در حالت پایه و دیگری در حالت برانگیخته مهیا شده‌اند در دو طرف تیغه جاذب کاملاً همدوس در فواصل یکسان از تیغه قرار دادیم و به بررسی پدیده گسیل خودبه‌خودی و جابه‌جایی لمب، تغییرات پارامترهای دسته‌جمعی و دینامیک درهم‌تنیدگی سامانه اتمی در مجاورت دو نمونه تیغه جاذب کاملاً همدوس بر پایه متامواد و لایه‌های نازک پرداختیم. نتایج نشان می‌دهند که آهنگ‌های گسیل خودبه‌خودی، جابه‌جایی لمب و پارامترهای دسته‌جمعی با افزایش فاصله اتم‌ها از ساختارهای CPA رفتار نوسانی میرا نشان می‌دهند و در نهایت در فواصل بسیار زیاد به ترتیب به سمت مقدارشان در خلأ و مقدار صفر میل می‌کنند. همچنین نشان داده شد که دینامیک درهم‌تنیدگی سامانه‌های اتمی به



$$R_s = r_s \frac{1 - e^{\gamma ik_z d}}{1 - r_s^\gamma e^{\gamma ik_z d}}, \quad R_p = r_p \frac{1 - e^{\gamma ik_z d}}{1 - r_p^\gamma e^{\gamma ik_z d}}, \quad (4 \text{ پ})$$

که در آن،  $k_{z,vac} = \sqrt{k_x^\gamma - \kappa^\gamma}$ ،  $k_z = \sqrt{k_x^\gamma \varepsilon - \kappa^\gamma}$  و  $r_s$ ،  $r_p$  ضرایب بازتاب فرنل برای قطبش‌های  $s$  و  $p$  هستند و به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$r_s = \frac{k_{z,vac} - k_z}{k_{z,vac} + k_z}, \quad r_p = \frac{k_{z,vac} \varepsilon - k_z}{k_{z,vac} \varepsilon + k_z}. \quad (5 \text{ پ})$$

مؤلفه‌های دوتایی‌های موجود در رابطه‌های (پ ۱) و (پ ۲)، برای وضعیتی که گشتاورهای دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $z$ ها هستند، عبارتند از:

$$\mathbf{e}_s^\pm \mathbf{e}_s^\pm \Big|_{zz} = 0, \quad \mathbf{e}_p^\pm \mathbf{e}_p^\pm \Big|_{zz} = \frac{\kappa^\gamma}{k_x^\gamma}. \quad (6 \text{ پ})$$

به طور مشابه، برای وضعیتی که گشتاورهای دوقطبی اتم‌ها در راستای محور  $x$ ها هستند، داریم:

$$\mathbf{e}_s^\pm \mathbf{e}_s^\pm \Big|_{xx} = \frac{k_y^\gamma}{\kappa^\gamma}, \quad \mathbf{e}_p^\pm \mathbf{e}_p^\pm \Big|_{xx} = \frac{k_x^\gamma k_{z,vac}^\gamma}{\kappa^\gamma k_x^\gamma}. \quad (7 \text{ پ})$$

اکنون با جایگذاری روابط بالا در روابط (پ ۱) و (پ ۲) و به‌کارگیری دستگاه مختصات قطبی  $\mathbf{\kappa} = \kappa(\cos \varphi, \sin \varphi)$  انتگرال‌گیری روی زاویه سمتی  $\varphi$ ، روابط (۱۲) - (۱۵) به دست خواهند آمد. با توجه به تقارن سامانه، برای وضعیتی که نقاط چشمه و میدان هر دو در مکان اتم دوم  $\mathbf{r}_i = (0, 0, d + |z_i|)$  هستند تانسور گرین سامانه از رابطه (۲پ) با جایگذاری  $|z_i| \rightarrow d + |z_i|$  به دست می‌آید.

$$\begin{aligned} \overline{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i) &= \int \frac{d^3 \kappa}{(\gamma \pi)^\gamma} \overline{\mathbf{G}}^{(s)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i) \\ &= \frac{i}{\lambda \pi^\gamma} \int \frac{d^3 \kappa}{k_{z,vac}} e^{i k_{z,vac} (d + |z_i|)} \sum_{i=s,p} T_i \mathbf{e}_i^+ \mathbf{e}_i^+, \end{aligned} \quad (1 \text{ پ})$$

که در آن،  $\mathbf{e}_i^\pm$  به ازای  $i = s, p$  بردارهای یک‌متناظر با قطبش‌های  $s$  و  $p$  هستند. در این‌جا، بالانویس  $\pm$  اشاره به جهت انتشار موج در راستای مثبت و منفی محور  $z$ ها دارد. شایان ذکر است که تانسور گرین بالا فقط شامل سهم پراکننده است. در ادامه، تانسور گرین سامانه برای وضعیتی که نقاط چشمه و میدان هر دو در مکان اتم اول  $\mathbf{r}_i = (0, 0, -|z_i|)$  هستند، به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\begin{aligned} \overline{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i) &= \frac{i}{\lambda \pi^\gamma} \int \frac{d^3 \kappa}{k_{z,vac}} \sum_{i=s,p} (\mathbf{e}_i^+ \mathbf{e}_i^+ \\ &\quad + e^{\gamma i k_{z,vac} |z_i|} R_i \mathbf{e}_i^+ \mathbf{e}_i^-). \end{aligned} \quad (2 \text{ پ})$$

در اینجا، واضح است که جمله اول سهم بخش حجمی و جمله دوم سهم بخش پراکننده در تانسور گرین است. ضرایب عبور و بازتاب از ساختار تیغه CPA برای قطبش‌های  $s$  و  $p$  به صورت زیر داده می‌شوند [۱۵]:

$$\begin{aligned} T_s &= \frac{\gamma k_z k_{z,vac} e^{i(k_z - k_{z,vac})d}}{(k_z + k_{z,vac})^\gamma - (k_z - k_{z,vac})^\gamma} e^{\gamma i k_z d}, \\ T_p &= \frac{\gamma \varepsilon k_z k_{z,vac} e^{i(k_z - k_{z,vac})d}}{(k_z + \varepsilon k_{z,vac})^\gamma - (k_z - \varepsilon k_{z,vac})^\gamma} e^{\gamma i k_z d}, \end{aligned} \quad (3 \text{ پ})$$

## مراجع

1. C Yan, et al., *Opt. Laser Technol* **101** (2018) 499.
2. X Wang, et al., *Opt. Express* **26** (2018) 5488.
3. X Jin, et al., *Opt. Commun.* **446** (2019) 44.
4. M Pu, et al., *Plasmonics* **7** (2012) 733.
5. J Z Song, et al., *New J. Phys.* **16** (2014) 33026.
6. F Monticone, C A Valagiannopoulos, and A Alu, *Phys. Rev. X* **6** (2016) 41018.
7. M Papaioannou, E Plum, and N I Zheludev, *Acs Photonics* **4** (2017) 217.
8. R E Meymand, A Soleymani, and N Granpayeh, *Opt. Commun.* **458** (2020) 124772.
9. D G Baranov, et al., *Nat. Rev. Mater.* **2** (2017) 1.
10. S Huang and G S Agarwal, *Opt. Express* **22** (2014) 20936.
11. T. Roger, et al., *Nat. Commun.* **6** (2015) 7031.
12. A N Vetlugin, *Phys. Rev. A* **104** (2021) 13716.
13. E Amooghorban and M Wubs, *Nanomaterials* **13** (2023) 291.
14. M M Behbahani, E Amooghorban, and A Mahdifar, *Phys. Rev. A* **94** (2016) 13854.
15. S -A Biehs and G S Agarwal, *Phys. Rev. A* **96** (2017) 22308.
16. R Tanaš and Z Ficek, *J. Opt. B Quantum Semiclassical Opt.* **6** (2004) S90.
17. X Yin, et al., *Sci. Rep.* **5** (2015) 15367.
18. M. Pu, et al., *Opt. Express* **20** (2012) 2246.