

## بررسی اثر اسپین - مدار و میدان‌های خارجی بر شفافیت القایی الکترومغناطیسی در نقاط کوانتومی مکعبی نامتقارن

معصومه معینی<sup>1</sup>، بهروز وائقی<sup>2\*</sup>

1. دانشجوی کارشناسی ارشد، فیزیک، دانشگاه یاسوج

2. دانشیار، فیزیک، دانشگاه یاسوج

تاریخ دریافت: 1396/07/24 تاریخ پذیرش: 1396/08/14

## The Investigation of Spin-Orbit Interaction and External Fields on Electromagnetically Induced Transparency of Asymmetry Cubic Quantum Dots

M. Moini<sup>1</sup>, B. Vaseghi<sup>2\*</sup>

1. M.Sc. Student, Physics, Yasouj University

2. Associate Professor, Physics, Yasouj University

Received: 2017-10-16 Accepted: 2017/11/05

### Abstract

In this paper, the electromagnetically induced transparency of an asymmetric quantum dot with Dresselhaus spin-orbit interaction and under the influence of external electric and magnetic fields is investigated. To study electromagnetically induced transparency, the dependence of absorption coefficient and refractive index of the probe light pulse on the Dresselhaus spin-orbit interaction strength, the electric and magnetic fields and dot size are measured and studied. The results show the considerable effects of Spin-Orbit Interaction and other mentioned parameters on the electromagnetically induced transparency of the system. It is possible to control electromagnetically induced transparency of typical systems via Spin-Orbit Interaction along with external fields and dimension.

### Keywords

Spin - Orbit Interaction, Quantum Dot, Electromagnetically Induced Transparency, Electric Field, Magnetic Field, Dimensions.

### چکیده

در این مقاله به بررسی شفافیت القایی الکترومغناطیسی در یک نقطه کوانتومی مکعبی نامتقارن در حضور اثر اسپین - مدار که تحت تأثیر همزمان میدان‌های ثابت الکتریکی و مغناطیسی خارجی قرار دارد، خواهیم پرداخت. برای بررسی شفافیت القایی الکترومغناطیسی، وابستگی ضرایب جذب و شکست محیط برای یک باریکه جستجوگر لیزری تحت برهمکنش اسپین - مدار، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی خارجی و نیز ابعاد نقطه کوانتومی محاسبه و مطالعه شده است. نتایج حاکی از تأثیر چشمگیر عوامل یاد شده بر شفافیت القایی الکترومغناطیسی و امکان کنترل آن با این عوامل است.

### واژگان کلیدی

برهمکنش اسپین - مدار، نقطه کوانتومی، شفافیت القایی الکترومغناطیسی، میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی، ابعاد.

## مقدمه

جذب سیستم شده و در نتیجه آن محیط برای یک لیزر جستجوگر شفاف می‌شود [20-23]. هر چند این پدیده عموماً در سیستم‌های اتمی بررسی شده است؛ اما با توجه به شباهت بسیار زیاد نقاط کوانتومی با ساختارهای اتمی امکان تولید و مشاهده آنها در نقاط کوانتومی نیز میسر است. علاوه بر این، تغییر خواص الکترونی نقاط الکترونی با استفاده از عوامل خارجی این امکان را به وجود می‌آورد که بتوانیم پدیده شفافیت القایی الکترومغناطیسی در ساختارهای کوانتومی را کنترل کنیم [24 و 25].

در این مقاله به بررسی تأثیر برهم‌کنش اسپین-مدار بر شفافیت القایی الکترومغناطیسی در یک نقطه کوانتومی مکعبی ناهمگون که همزمان تحت تأثیر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی خارجی قرار دارد، خواهیم پرداخت. بدین منظور ابتدا با حل تحلیلی معادله شرودینگر ویژه توابع و ویژه مقادیر انرژی سیستم در حضور میدان الکتریکی را محاسبه کرده و سپس اثرات اسپین-مدار و میدان مغناطیسی را به عنوان عوامل اختلال بر سیستم اعمال کرده و با روش‌های عددی ویژه مقادیر و ویژه توابع جدید سیستم را محاسبه می‌کنیم. با استفاده از ویژه توابع و ویژه مقادیر جدید انرژی قادر خواهیم بود در یک مدل سه ترازه، ضرایب جذب و شکست را محاسبه کرده و به بررسی شفافیت القایی الکترومغناطیسی در سیستم و تأثیر اسپین-مدار و میدان‌های خارجی بر این پدیده جالب بپردازیم.

## مدل

### ویژه توابع و ویژه مقادیر نقطه کوانتومی مکعبی

از آنجا که برای استفاده از روش اختلال می‌بایست ویژه توابع و ویژه مقادیر انرژی سیستم اولیه را محاسبه کنیم، ابتدا ویژه توابع و ویژه مقادیر انرژی یک نقطه کوانتومی مکعبی را محاسبه کرده و از آنها برای محاسبات بعدی استفاده خواهیم کرد.

در تقریب جرم مؤثر، هامیلتونی یک الکترون در نقطه کوانتومی مکعبی در حضور میدان الکتریکی به صورت زیر است

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + e\mathbf{F} \cdot \mathbf{r} + V(x, y, z) \quad (1)$$

نقش مهم اسپین حامل‌های بار و اثرهایی که واکنش‌های ناشی از وجود اسپین در این ساختارها به وجود می‌آورند، هم به لحاظ تئوری و هم به لحاظ تجربی اهمیت دارد [1 و 2]. برهم‌کنش اسپین-مدار یکی از مهم‌ترین اثراتی است که از وجود اسپین در این ساختارها ناشی می‌شود [3-8]. برهم‌کنش اسپین-مدار که ناشی از جفت‌شدگی اسپین الکترون و اندازه حرکت زاویه‌ای آن است از آنجا حائز اهمیت است که امکان کنترل قدرت این برهم‌کنش از طریق میدان‌های خارجی و نیز اعمال ولتاژهای دروازه‌ای وجود دارد و از این طریق می‌توان خواص الکترونی ساختار را نیز کنترل کرد [9]. دو نوع برهم‌کنش اسپین-مدار مهم در ساختارهای نیم‌رسانا وجود دارد که شامل برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا<sup>۱</sup> که ناشی از عدم تقارن در ساختار سیستم و برهم‌کنش اسپین-مدار درسل-هاوس<sup>۲</sup> که ناشی از عدم تقارن در کیه ماده است، که منشأ بروز پدیده‌های جالبی در ساختارهای کوانتومی بوده و که توجه بسیاری از محققان را به خود جلب کرده‌اند [10-12].

نقاط کوانتومی، امروزه، به دلیل خواص برجسته الکترونی و نوری در مرکز توجه نانو ساختارها قرار دارند [13-17]. در این ساختارها، محدودیت فضایی سبب کوانتیدگی ترازهای انرژی الکترون‌ها در نوار رسانش شده، خصوصیات فیزیکی این سیستم‌های نیم‌رسانا را دگرگون می‌کند. یکی از مهم‌ترین مشخصه‌های نقطه‌های کوانتومی امکان گذار بین زیرنوارها در نوار رسانش یا ظرفیت است از اهمیت بسیاری دارد [18 و 19].

همان‌طور که گفته شد، بروز خواص جالب اپتیکی در نقاط کوانتومی باعث شده این ساختارها در حوزه‌های مختلف از جمله اپتیک مورد توجه باشند. از جمله پدیده‌هایی که در این ساختارها قابل بررسی و ناشی از خواص همدوس نور است شفافیت القایی الکترومغناطیسی<sup>۳</sup> است. شفافیت القایی الکترومغناطیسی پدیده‌ای است که در آن تداخل همدوس بین دو گذار مجاز یک سیستم سه ترازه باعث کاهش ضریب

2. Spin-Orbit Interaction

3. Gate Voltage

4. Rashba

5. Dresselhaus

6. Electromagnetically Induced Transparency

$$F_1 = h_1 \sin(\varphi) \cos(j) \quad (7)$$

$$F_2 = h_1 \sin(\varphi) \sin(j) \quad (8)$$

$$F_3 = h_1 \cos(\varphi) \quad (9)$$

$$E = \hat{a} E_i \quad (10)$$

حال برای یافتن جواب‌های معادله (6) از تغییر متغیر زیر بهره می‌بریم:

$$x_i = \frac{F_i x_i - E_i + V_i}{A_i^{2/3}} \quad (11)$$

که در این صورت معادله (6) به معادله زیر تبدیل می‌شود:

$$\frac{d^2 f_i}{dx_i^2} - x_i f_i = 0 \quad (12)$$

بنابراین جواب‌های فیزیکی برای معادله بالا عبارت است از:

$$\begin{cases} c_1 Ai(x_i) + d_1 Bi(x_i) & x_i < -\frac{L_i}{2} \\ c_2 Ai(x_i) + d_2 Bi(x_i) & -\frac{L_i}{2} \leq x_i \leq \frac{L_i}{2} \\ c_3 Ai(x_i) + d_3 Bi(x_i) & x_i > \frac{L_i}{2} \end{cases} \quad (13)$$

که در رابطه بالا  $A_i(x_i)$  و  $B_i(x_i)$  توابع ایری بوده و در حالت پتانسیل نامحدود، ضرایب  $c_1, d_1, c_3$  و  $d_3$  صفر هستند. شرط پیوستگی تابع موج ایجاب می‌کند که

$$f_i \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} = \pm \frac{L_i}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} = 0 \quad (14)$$

$$\frac{Ai \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}}{Ai \frac{\partial}{\partial x_i}} = \frac{Bi \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}}{Bi \frac{\partial}{\partial x_i}} = \frac{L_i}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} \quad (15)$$

که در آن  $m^*$  و  $e$  به ترتیب جرم و بار مؤثر الکترون،  $\hat{F}$  میدان الکتریکی و  $\hat{r}$  بردار موقعیت الکترون است. در رابطه (1)، پتانسیل محدودکننده  $V$  و میدان الکتریکی عبارت‌اند از:

$$V(x, y, z) = \begin{cases} 0 & |x| \leq \frac{L_x}{2}, |y| \leq \frac{L_y}{2}, |z| \leq \frac{L_z}{2} \\ V_0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2)$$

$$\hat{F} = F(\sin\varphi \cos\theta \hat{e}_1 + \sin\varphi \sin\theta \hat{e}_2 + \cos\varphi \hat{e}_3) \quad (3)$$

که  $q$  و  $f$  زوایا در مختصات کروی هستند. با استفاده از ثابت مؤثر ریدبرگ  $R^* = m^* e^4 / 2h^2 e^2$  به عنوان واحد انرژی و شعاع مؤثر بوهر  $a^* = h^2 e / m^* e^2$  به عنوان واحد طول، معادله (1) به معادله زیر تبدیل می‌شود:

$$\begin{aligned} H = & -\tilde{N}^2 + h_1 x \sin(\varphi) \cos(f) \\ & + h_1 y \sin(\varphi) \sin(f) + h_1 z \cos(\varphi) \\ & + V(x, y, z) \end{aligned} \quad (4)$$

که در آن  $h_1 = ea^* F / R^*$  ثابت بدون بعد و  $e$  ثابت دی‌الکتریک ماده است.

برای حل معادله (4) از روش جداسازی متغیرها در مختصات دکارتی استفاده می‌کنیم. بدین منظور ویژه توابع را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$y(x, y, z) = \tilde{O} f_i(x, y, z) \quad (5)$$

در این صورت معادله شرودینگر به سه معادله مشابه زیر جداسازی می‌شود:

$$\frac{-1}{f_i(x_i)} \frac{d^2 f_i(x_i)}{dx_i^2} + F_i + V_i = E_i \quad (6)$$

که در آن

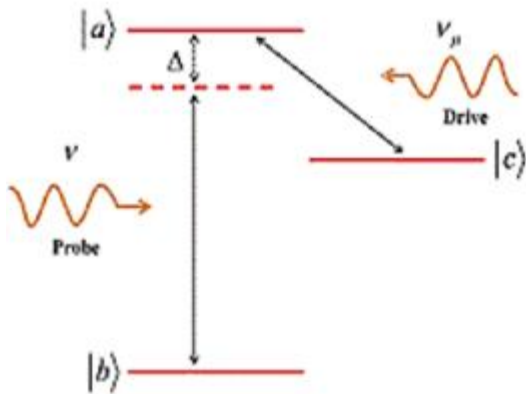
$$E = E_n^{(0)} + \dot{\mathbf{a}} \frac{\langle y_j | H_{SoB} | y_i \rangle^2}{E_i^{(0)} - E_j^{(0)}} \quad (19)$$

$$Y = Y^{(0)} + \dot{\mathbf{a}} \frac{\langle Y_j | H_{SoB} | Y_i \rangle}{E_i^{(0)} - E_j^{(0)}} Y_j \quad (20)$$

که منظور از  $|H_{SoB}|$  قسمتی از هامیلتونی ناشی از برهم‌کنش اسپین-مدار و حضور میدان مغناطیسی است. در این مقاله با استفاده از روش‌های عددی، اثرات تک تک جملات اختلال در پایه‌های سیستم اولیه محاسبه و انرژی و توابع موج جدید حاصل شده‌اند.

#### شفافیت القایی الکترومغناطیسی

یک سیستم بسته سه ترازه مانند شکل 1 را در نظر می‌گیریم. ترازهای  $|a\rangle$  و  $|b\rangle$  با یک میدان ضعیف جستجوگر هم‌دوس با دامنه  $e_p$  و فرکانس  $\omega$  به هم جفت شده‌اند. تراز بالایی  $|a\rangle$  با تراز  $|c\rangle$  توسط یک میدان قوی کنترلی هم‌دوس با دامنه  $e_m$  و فرکانس  $\omega_m$  با هم جفت شده‌اند.



شکل 1. ترازهای انرژی یک اتم سه ترازه که با دو میدان لیزری هم‌دوس جفت شده است.

این معادله تابعی از  $E_i$  است و حل آن ویژه مقادیر انرژی سیستم را نتیجه می‌دهد. به علاوه رابطه ماتریسی زیر برای هر  $E_i$  ضرایب  $c_2$  و  $d_2$  از معادله (13) برای مشخص شدن توابع موج را نتیجه می‌دهد.

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} A_1(x_i = \frac{L_1}{2}) & B_1(x_i = \frac{L_1}{2}) \\ \frac{\partial}{\partial t} A_1(x_i = -\frac{L_1}{2}) & B_1(x_i = -\frac{L_1}{2}) \end{cases} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{cases} c_2 \\ d_2 \end{cases} = 0 \quad (16)$$

#### اثرات میدان مغناطیسی و اسپین-مدار

در این قسمت برای بررسی اثرات اسپین-مدار هامیلتونی برهم‌کنش اسپین-مدار درسل-هاوس

$$H_{So} = \frac{g_0}{\hbar^3} (p_x p_z p_x - p_y p_z p_y) s_z \quad (17)$$

که در آن اسپین که در جهت  $z$  در نظر گرفته‌ایم را به هامیلتونی معادله (1) اضافه می‌کنیم. به علاوه برای بررسی اثرات میدان مغناطیسی خارجی، یک میدان مغناطیسی خارجی در راستای محور  $z$  به سیستم اعمال کرده و با تبدیل  $\mathbf{p}_i = \mathbf{r}_i \otimes \mathbf{p}_i - e/c A_i$  در پیمانه متقارن، هامیلتونی جدید را به صورت زیر بازنویسی کنیم

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \tilde{N}^2 + \frac{e^2 B^2}{8m^*} r^2 + \frac{eB}{2m^* c} L_z + \frac{1}{2} g B m_s s_z + e \vec{F} \cdot \vec{r} + \frac{g_0}{\hbar^3} [(p_x^2 p_z - p_y^2 p_z) s_z] \quad (18)$$

به دلیل حضور میدان الکتریکی خارجی و نیز نامتقارن بودن سیستم نقطه کوانتومی، ترازهای انرژی سیستم غیرتبهگن بوده و بنابراین با استفاده از نظریه اختلال غیرتبهگن مرتبه دوم و نیز استفاده از ویژه توابع و ویژه مقادیر انرژی سیستم ارائه شده در بخش 1-2 قادر خواهیم بود ویژه توابع و ویژه مقادیر انرژی جدید را با استفاده از روابط اختلالی زیر محاسبه کنیم:

$$\begin{aligned} r_{ab}^{\mathbf{k}} = & -(i\omega_{ab} + g_1)r_{ab} \\ & - \frac{i}{2} \frac{M_{ab} e}{\mathbf{h}} \exp(-int)(r_{aa} - r_{bb}) \quad (24) \\ & + \frac{i}{2} W_m \exp(-ij_m) \exp(-in_mt) r_{cb}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} r_{cb}^{\mathbf{k}} = & -(i\omega_{cb} + g_3)r_{cb} \\ & - \frac{i}{2} \frac{M_{ab} e}{\mathbf{h}} \exp(-int)r_{ca} \quad (25) \\ & + \frac{i}{2} W_m \exp(-ij_m) \exp(-in_mt) r_{ab}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} r_{ac}^{\mathbf{k}} = & -(i\omega_{ac} + g_2)r_{ac} \\ & + \frac{i}{2} \frac{M_{ab} e}{\mathbf{h}} \exp(-int)r_{bc} \\ & - \frac{i}{2} W_m \exp(-ij_m) \exp(-in_mt)(r_{ca} - r_{cc}) \quad (26) \end{aligned}$$

اگر از ابتدا سیستم در حالت پایه  $|b\rangle$  باشد

$$r_{bb}^{(0)} = 1, r_{aa}^{(0)} = r_{cc}^{(0)} = 0 \quad (27)$$

با بهره جستن از روابط

$$r_{ab} = \frac{e_0 c e(t)}{2r_{ab}} e^{int} \quad (28)$$

$$c = c_1 + ic_2 \quad (29)$$

می‌توانیم قسمت‌های حقیقی و موهومی  $c$  که متناظر با ضریب شکست و جذب محیط هستند را به صورت زیر محاسبه کنیم

در غیاب لیزر پمپ، یک طیف جذبی استاندارد مشاهده می‌شود؛ اما تحت شرایط خاص اضافه کردن لیزر پمپاژ مانع جذب در یک قسمت باریک از طیف تشدید شده و محیط برای نور جستجوگر شفاف می‌شود. هامیلتونی این سیستم سه ترازه در تقریب امواج چرخان و با گسترش مناسب از هامیلتونی برای یک سیستم دو ترازه در برهم‌کنش با یک میدان یک بعدی به دست می‌آید [23]. برای این سیستم داریم:

$$H = H_0 + H_1 \quad (21)$$

که  $H_0$  و  $H_1$  نشان‌دهنده بخش بدون برهم‌کنش و بخش برهم‌کنش هامیلتونی هستند که در آن

$$H_0 = \mathbf{h}\omega_a |a\rangle\langle a| + \mathbf{h}\omega_b |b\rangle\langle b| + \mathbf{h}\omega_c |c\rangle\langle c| \quad (22)$$

$$\begin{aligned} H_1 = & - \frac{\mathbf{h}}{2} \left( \frac{M_{ab} e_p}{\mathbf{h}} \exp(-int) |a\rangle\langle b| \right. \\ & \left. + W_m \exp(-ij_m) \exp(-in_mt) |a\rangle\langle c| \right) + H.c \quad (23) \end{aligned}$$

هستند. در روابط بالا،  $M_{ab}$  ممان دو قطبی القایی و  $W_m \exp(-ij_m)$  فرکانس رابی مختلط هستند. به علاوه فرض کرده‌ایم که تنها انتقال دوقطبی  $|b\rangle \leftarrow |a\rangle$  و  $|a\rangle \leftarrow |c\rangle$  امکان‌پذیر است. در صورتی که آهنگ گذار برای عناصر غیرقطری ماتریس چگالی  $r_{ab}$ ،  $r_{ac}$  و  $r_{cb}$  به ترتیب با  $g_1$  و  $g_2$  و  $g_3$  مشخص شده باشند، معادلات حرکت برای عناصر ماتریس چگالی به صورت زیر درمی‌آید:

و  $C_2$  جابه‌جا نمی‌شود؛ اما فاصله بین قله‌ها افزایش یافته و پنجره شفافیت که در واقع بازه فرکانسی است که در آن دو قله  $C_2$  قرار دارند، بزرگ‌تر می‌شود.

از آنجا که در اثر تغییر  $g_0$ ، تغییر قابل ملاحظه‌ای در اختلاف انرژی بین ترازهای  $|a\rangle$  و  $|b\rangle$  اتفاق نیفتاده، فرکانس شفافیت کامل ثابت مانده ولی در اثر تغییر در اندازه ممان دوقطبی‌های القایی الکتریکی، پنجره شفافیت تغییر کرده است. به طور کلی، ملاحظه می‌شود که در سیستم ارائه شده، قدرت اسپین - مدار تأثیر بسزایی در شفافیت القایی الکترومغناطیسی ایجاد نکرده است. البته ذکر این نکته نیز لازم است که تغییرات ایجاد شده در مقدار  $g_0$  به علت هماهنگی آن با سایر پارامترهای سیستم، زیاد نبوده است.

در شکل‌های 3 و 4، تغییرات  $C_1$  و  $C_2$ ، برحسب انرژی فوتون‌های فرودی و برای مقادیر مختلف  $h$  که نشان‌دهنده قدرت اثر میدان الکتریکی ثابت خارجی است، ترسیم شده است. از آنجا که اثر  $h$  بر ویژه مقادیر انرژی ناچیز می‌باشد، فرکانس شفافیت کامل همانند شکل 2 جابه‌جا نشده است اما به دلیل اینکه با افزایش  $h$  تقارن‌ها کمتر می‌شوند و همپوشانی توابع موج بیشتر می‌شود. پنجره شفافیت با افزایش  $h$  بسیار گشوده‌تر شده و نیز قله‌های  $C_2$  افزایش چشمگیری داشته‌اند. دلیل این امر نیز افزایش  $M_{ab}$  در اثر افزایش  $h$  می‌باشد. هرچند اثرات میدان الکتریکی خارجی به صورت جداگانه در اینجا ارائه شده است اما با تغییر خواص تقارنی سیستم باعث تأثیر بر اثر اسپین - مدار می‌شود زیرا که اثر اسپین - مدار در نتیجه عدم تقارن در سیستم به وجود آمده است.

در شکل‌های 5 و 6، تغییرات  $C_1$  و  $C_2$  بر حسب انرژی فوتون فرودی و برای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی خارجی ترسیم شده است. در اینجا تأثیر چشمگیر میدان مغناطیسی بر شفافیت القایی الکترومغناطیسی کاملاً مشهود است. با افزایش میدان مغناطیسی پنجره شفافیت کاهش یافته و قله‌های جذب کوچک‌تر شده‌اند. در اینجا نیز دیده می‌شود که فرکانس شفافیت کامل مستقل از میدان مغناطیسی خارجی است.

$$c_1 = \frac{N |M_{ab}|^2 D \dot{\epsilon}}{e_0 \cdot hZ} D^2 - g_1 g_3 - \frac{1}{4} W_m^2 + g_3 (g_1 + g_3) \dot{\epsilon} \quad (30)$$

$$c_2 = \frac{N |M_{ab}|^2 \dot{\epsilon}}{e_0 \cdot hZ} D^2 (g_1 + g_3) - g_3 (D^2 - g_1 g_3 - \frac{1}{4} W_m^2) \dot{\epsilon} \quad (31)$$

که در روابط بالا

$$Z = (D^2 - g_1 g_3 - \frac{1}{4} (W_m)^2)^2 + D^2 (g_1 + g_3)^2 \quad (32)$$

و  $N$  تعداد حامل‌های بار در واحد حجم است.

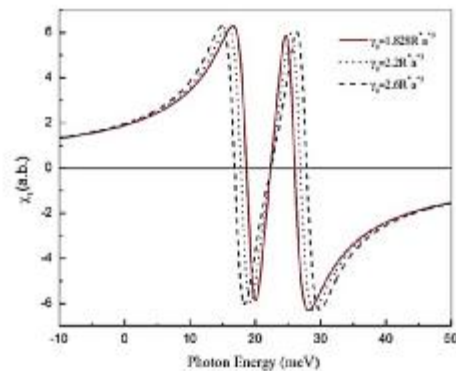
### یافته‌ها

در این قسمت به بررسی نتایج حاصل از محاسبات برای یک نقطه کوانتومی GaAs با  $m^* = 0.067 m_0$  (جرم الکترون آزاد) و ثابت دی‌الکتریک  $\epsilon = 13.8$  خواهیم پرداخت. بدین منظور با محاسبه توابع موج و انرژی‌های سیستم در حضور اثر اسپین - مدار ممان دو قطبی القایی الکتریکی،  $M_{ab}$ ، برای یک نور لیزر قطبیده در جهت  $Z$  محاسبه و از آنها برای محاسبه  $C_1$  و  $C_2$  استفاده کرده‌ایم.

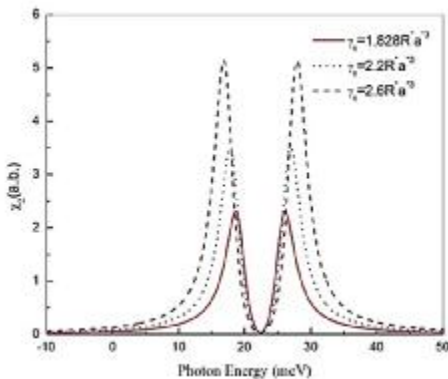
در شکل‌های 1 و 2 برای بررسی قدرت برهم‌کنش اسپین - مدار بر روی شفافیت القایی الکترومغناطیسی، قسمت حقیقی  $C$  در شکل 1 و قسمت موهومی آن در شکل 2 بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی ترسیم شده‌اند.

همان‌گونه که در شکل‌ها دیده می‌شود، در فرکانس مشخصی از فوتون‌های فرودی  $C_1$  صفر و  $C_2$  کمینه می‌شود و شفافیت کامل در این فرکانس اتفاق می‌افتد. در واقع، در این فرکانس مشخص جذب فوتون‌ها صفر شده و مقدار ضریب شکست نیز به کمترین مقدار خود می‌رسد. با افزایش قدرت برهم‌کنش اسپین - مدار، نقطه کمینه  $C_1$

کنیم، مطالعات حاضر نشان می‌دهند این امکان در نقاط کوانتومی و کنترل آنها توسط عوامل خارجی و اثر اسپین - مدار نیز مهیا است. کاربرد این پدیده و امکان کنترل آن می‌تواند در سویچ‌های نوری بر پایه نقاط کوانتومی دارای اهمیت باشد.



شکل 1. تغییرات قسمت حقیقی  $C$  بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی در مقادیر مختلف قدرت برهمکنش اسپین-مدار

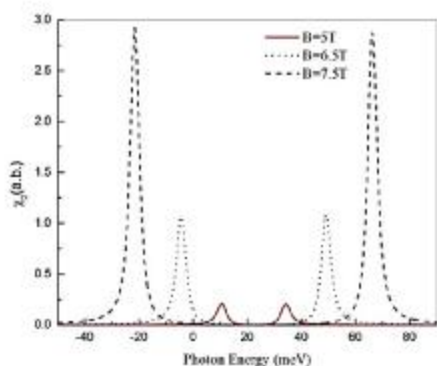


شکل 2. تغییرات قسمت موهومی  $C$  بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی در مقادیر مختلف قدرت برهمکنش اسپین-مدار

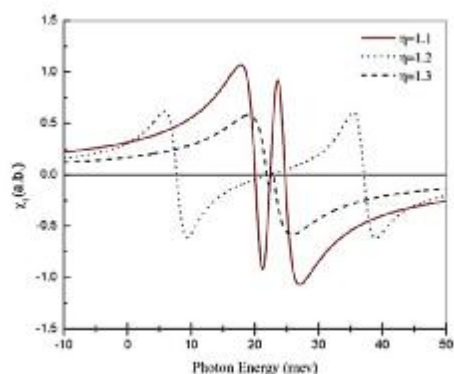
نگاهی به هامیلتونی برهم‌کنش اسپین - مدار نیز نشان می‌دهد که میدان مغناطیسی تأثیر مستقیمی روی برهم‌کنش اسپین - مدار از طریق تبدیل  $\hat{p}_i \otimes \hat{p}_i$  توسط پتانسیل برداری مغناطیسی دارد. در اینجا کاملاً مشهود است که در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار، تأثیر میدان‌های خارجی روی  $M_{ab}$  بسیار زیاد بوده هر چند تأثیر آنها روی ویژه توابع انرژی ضعیف است. علت این امر نیز می‌تواند حضور برهم‌کنش اسپین - مدار در ساختار باشد.

در شکل‌های 7 و 8، تغییرات  $C_1$  و  $C_2$  بر حسب انرژی فوتون فرودی و به ازای مقادیر مختلف  $L_z$  ترسیم شده است، پیش از توضیح شکل‌ها، ذکر این نکته لازم است که ما در این مقاله از سیستم مکعبی ناهمگون استفاده کرده‌ایم تا بتوانیم عدم تقارن را به حداکثر برسانیم. بررسی‌های اولیه ما نشان می‌دهد که انتخاب سیستم مکعبی همگون باعث تقارن توابع موج‌ها شده و انتگرال‌های همپوشانی را صفر و یا بینهایت می‌کند. بدین منظور و برای رسیدن، هدف، از یک سیستم غیرمقارن استفاده کردیم. علاوه بر این از تغییر سایر ابعاد صرف‌نظر نموده‌ایم زیرا قطبش نور اعمال را در راستای  $Z$  در نظر گرفته‌ایم.

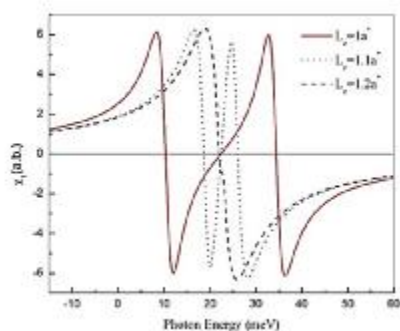
در شکل‌های 7 و 8، نیز مشاهده می‌شود که تغییر ابعاد فرکانس شفافیت کامل را تغییر نمی‌دهد. هرچند این مطلب ممکن است کمی بعید به نظر برسد؛ زیرا در اثر کاهش ابعاد معمولاً اختلاف انرژی بین زیرترازها معمولاً زیاد شده و فرکانس جذب کامل افزایش می‌یابد؛ اما در سیستم بررسی شده انرژی هر تراز از جمع انرژی 3 راستا حاصل می‌شود و از آنجا که انرژی تراز  $|a\rangle$  و تراز  $|b\rangle$ ،  $E_z$  یکسان داشته‌اند، بنابراین تغییر ابعاد در راستای  $Z$  اثری بر تغییر انرژی ندارد و قله شفافیت کامل جابه‌جا نشده است؛ اما در حضور اثر اسپین-مدار تغییر ابعاد بر روی توابع موج تأثیر داشته و با کاهش  $L_z$  پنجره شفافیت افزایش داشته و قله‌های جذب نیز بزرگتر شده‌اند. از آنجا که توسط شفافیت القایی الکترومغناطیسی امکان کند و یا تند نمودن پالس‌های نوری در محیط میسر است و می‌توانیم سرعت گروه و فاز پالس‌ها را در محیط کنترل



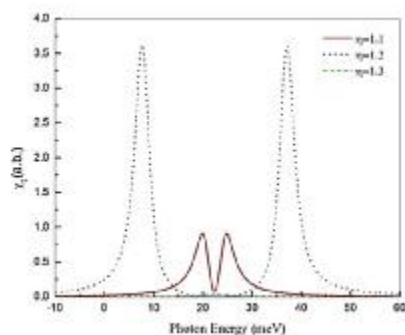
شکل 6. تغییرات قسمت موهومی C بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی در مقادیر مختلف قدرت میدان مغناطیسی



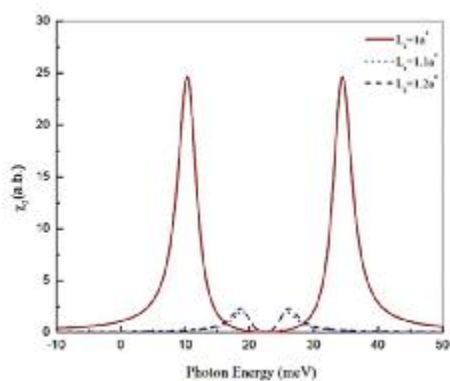
شکل 3. تغییرات قسمت حقیقی C بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی در مقادیر مختلف قدرت میدان الکتریکی



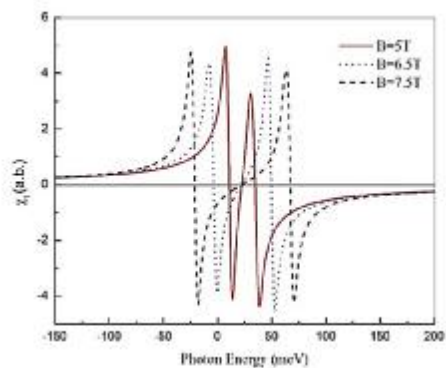
شکل 7. تغییرات قسمت حقیقی C بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی در ابعاد متفاوت نقطه کوانتومی



شکل 4. تغییرات قسمت موهومی C بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی در مقادیر مختلف قدرت میدان الکتریکی



شکل 8. تغییرات قسمت موهومی C بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی در ابعاد متفاوت نقطه کوانتومی



شکل 5. تغییرات قسمت حقیقی C بر حسب انرژی فوتون‌های فرودی در مقادیر مختلف قدرت میدان مغناطیسی



نتایج حاکی از تأثیر همزمان اثر اسپین - مدار و عوامل خارجی بر شفافیت القایی الکترومغناطیس در سیستم است. امکان کنترل پالس‌های نوری در نقاط کوانتومی و استفاده از آنها در سوئیچ‌های اپتیکی توسط اثر اسپین - مدار و عوامل خارجی نیز از نتایج جالب این مقاله است.

### بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله به بررسی اثر اسپین - مدار درسل هاوس، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی خارجی و نیز ابعاد نقطه کوانتومی بر شفافیت القایی الکترومغناطیس در یک نقطه کوانتومی مکعبی نامتقارن پرداختیم.

### References

- [1] Tetlow H, Gradhand M. Semiconductor spintronics: Tuning the spin Hall effect in Si. *Physical Review B*. 2013;87(7):075206.
- [2] Linder J, Halterman K. Superconducting spintronics with magnetic domain walls. *Physical Review B*. 2014;90(10):104502.
- [3] Splettstoesser J, Governale M, Zülicke U. Persistent current in ballistic mesoscopic rings with Rashba spin-orbit coupling. *Physical Review B*. 2003; 68(16): 165341.
- [4] Sheng J, Chang K. Spin states and persistent currents in mesoscopic rings: Spin - orbit interactions. *Physical Review B*. 2006; 74(23): 235315.
- [5] Ding G-H, Dong B. Spin-orbit coupling effect on persistent currents in a one-dimensional quantum ring with an Anderson impurity. *Physical Review B*. 2007;76(12):125301.
- [6] Sun Q-f, Xie X, Wang J. Persistent spin current in a mesoscopic hybrid ring with spin-orbit coupling. *Physical review letters*. 2007; 98(19): 196801.
- [7] Huang G-Y, Liang S-D. Orbital magnetic phase and pure persistent spin current in spin-orbit coupling mesoscopic rings. *EPL (Europhysics Letters)*. 2009; 86(6): 67009.
- [8] Vaseghi B, Rezaei G, Malian M. Spin-orbit interaction effects on the optical properties of spherical quantum dot. *Optics Communications*. 2013; 287: 241-4.
- [9] Winkler R, Papadakis S, De Poortere E, Shayegan M. *Spin-Orbit Coupling in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*: Springer; 2003.
- [10] Dresselhaus G. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures. *Physical Review*.
- [11] Rashba E, Sheka V. Combined resonance in electron InSb. *Soviet Physics - Solid State*. 1961; 3(6): 1357-62.
- [12] Bychkov YA, Rashba EI. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. *Journal of physics C: Solid state physics*. 1984; 17(33): 6039.
- [13] Baskoutas S, Paspalakis E, Terzis A. Electronic structure and nonlinear optical rectification in a quantum dot: effects of impurities and external electric field. *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2007; 19(39): 395024.
- [14] Li S-S, Xia J-B. Electronic structure and binding energy of a hydrogenic impurity in a hierarchically self-assembled GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum dot. *Journal of applied physics*. 2006; 100(8): 083714.
- [15] Akgül S, Şahin M, Köksal K. A detailed investigation of the electronic properties of a multi-layer spherical quantum dot with a parabolic confinement. *Journal of Luminescence*. 2012; 132(7): 1705-13.
- [16] He L, Xie W. Effects of an electric field on the confined hydrogen impurity states in a spherical parabolic quantum dot. *Super-lattices and Microstructures*. 2010; 47(2): 266-73.
- [17] Dehyar A, Rezaei G, Zamani A. Electronic structure of a spherical quantum dot: Effects of the Kratzer potential, hydrogenic impurity, external electric and magnetic fields. *Physica E: Low-dimensional Systems*

- and Nanostructures. 2016; 84: 175-81.
- [18] Marcinkevičius S, Gushterov A, Reithmaier J. Transient electromagnetically induced transparency in self-assembled quantum dots. *Applied Physics Letters*. 2008; 92(4): 041113.
- [19] Baretin D, Houmark J, Lassen B, Willatzen M, Nielsen TR, Mørk J, et al. Optical properties and optimization of electromagnetically induced transparency in strained InAs/GaAs quantum dot structures. *Physical Review B*. 2009; 80(23): 235304.
- [20] Harris S, Field J, Kasapi A. Dispersive properties of electromagnetically induced transparency. *Physical Review A*. 1992;46(1):R29.
- [21] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos JP. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Reviews of modern physics*. 2005; 77(2): 633.
- [22] Kasapi A, Jain M, Yin G, Harris SE. Electromagnetically induced transparency: propagation dynamics. *Physical review letters*. 1995; 74(13): 2447.
- [23] Scully MO, Zubairy MS. *Quantum optics*: Cambridge university press; 1997.
- [24] Jahromi AS, Rezaei G. Electromagnetically induced transparency in a two-dimensional quantum pseudo-dot system: Effects of geometrical size and external magnetic field. *Physica B: Condensed Matter*. 2015; 456: 103-7.
- [25] Vaseghi B, Mohebi N. Effects of external fields, dimension and pressure on the electromagnetically induced transparency of quantum dots. *Journal of Luminescence*. 2013;134:352-7